

УДК 535.015

## БИГАРМОНИЧЕСКИЙ СИГНАЛ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ УСИЛЕНИИ СВЕТА

*А.С. Солнцев, В.В. Хсу, Х.Л. Чанг, Е.Ч. Хуанг*

### Аннотация

В работе рассматривается влияние бигармоничности сигнальной волны на процесс параметрического усиления света. В ходе численного моделирования установлена возможность высокоэффективного уменьшения длительности импульсов при одновременной конверсии в более низкий частотный диапазон при определенных характеристиках системы и проанализирована зависимость формы итогового импульса от характера бигармоничности начального сигнала.

**Ключевые слова:** параметрическое усиление, преобразование формы импульса.

---

### Введение

Параметрическое усиление света (ПУС) – это трехволновой нелинейный процесс в среде с квадратичной восприимчивостью с участием волн сигнала, накачки, а также холостой волны, при котором усиление сигнала идет за счет энергии накачки. ПУС применяется для получения когерентного излучения в частотном диапазоне, лежащем ниже частоты излучения лазера накачки. Для эффективного ПУС необходимо выполнение условий частотного и фазового синхронизма взаимодействующих волн:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2,$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,$$

где  $\omega_0$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  – частоты, а  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  – волновые вектора накачки, сигнала и холостой волн соответственно. Однако из-за разницы показателей преломления условие фазового синхронизма может выполняться с точностью до некоторой расстройки  $\Delta\mathbf{k}$ . При этом на длине, называемой когерентной, начинается перераспределение энергии из сигнала обратно в накачку. Для решения проблемы эффективного ПУС можно воспользоваться двулучепреломлением нелинейного кристалла, обеспечив равенство показателей преломления. Другой способ фазовой синхронизации состоит в периодической поляризации кристалла для достижения фазового квазисинхронизма:

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{q},$$

где  $\mathbf{q}$  – вектор обратной сверхрешетки, обусловленной периодической поляризацией кристалла. Для одного из наиболее широко используемых нелинейно-оптических кристаллов, ниобата лития, периодическая поляризация позволяет использовать наибольшие по модулю компоненты тензора квадратичной восприимчивости и даже при сравнительно слабой импульсной накачке с пиковой мощностью 25 кВт при фокусировке с перетяжкой с диаметром в 100 мкм достичь на трехсантиметровой длине перераспределения более чем половины энергии из накачки в сигнальную волну. Одновременно с эффективным ПУС на данный момент также актуальна задача реализации ПУС одновременно с сокращением длительности импульса. Лазерные

импульсы с длительностью, лежащей в фемтосекундном диапазоне, в настоящее время находят широкое применение в прецизионной обработке материалов, фемтохимии, биохимии, медицине и ряде других областей. Поэтому разработка методов сжатия импульса из пикосекундной в фемтосекундную область одновременно с перестройкой частоты из ближнего в дальний ИК является актуальной проблемой на сегодняшний день. В работах [1–3] указывается, что основным механизмом, способным обеспечить сжатие импульса при ПУС, может быть распространение импульсов накачки, сигнала и холостой волны с разными групповыми скоростями, а в работах [4, 5] получено эффективное ПУС с одновременным двадцатикратным уменьшением длительности импульса за счет разности групповых скоростей в параметрическом генераторе со слегка отстроенным резонансным контуром. В области ускорения элементарных частиц также востребованы фемтосекундные лазерные импульсы со сверхвысокой частотой повторения [6, 7], поэтому получение таких последовательностей представляет научный интерес.

### 1. Постановка задачи

В данной работе проведено компьютерное моделирование ПУС с одновременным сжатием импульса с использованием бигармонической волны в качестве сигнала. При биении волн от двух непрерывных источников с близкими частотами образуется волна с разностной частотой, называемая бигармонической. Для уменьшения длительности Фурье-ограниченного импульса необходимо уширение спектра. Использование бигармонического сигнала, который может быть получен при помощи двух непрерывных лазеров, помогает решить эту задачу в виду контролируемости разности между частотами сигналов. В качестве начальных условий приняты гауссов импульс накачки и бигармоническая сигнальная волна с периодом, равным длительности импульса накачки для первого случая, и с периодом, в несколько раз меньшим длительности импульса накачки для второго случая. Для наглядности, а также из соображений удобства будущей экспериментальной проверки все расчеты проводились в размерных единицах. Длина волны накачки была взята 1064 нм, длина волны сигнала составила 1550 нм. Длительность импульса накачки была принята за 30 пс, пиковая мощность – 35 кВт, диаметр перетяжки для фокусировки – 100 мкм. Расчет производился с использованием стандартных трех волновых уравнений для прозрачной среды с квадратичной восприимчивостью в приближениях медленно-меняющихся амплитуд и дисперсии второго порядка:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_1}{\partial z} - \delta_{10} \frac{\partial E_1}{\partial \tau} - \frac{i}{2} d_1 \frac{\partial^2 E_1}{\partial \tau^2} &= -\sigma E_2^* E_0 \exp(i\Delta k z), \\ \frac{\partial E_2}{\partial z} - \delta_{20} \frac{\partial E_2}{\partial \tau} - \frac{i}{2} d_2 \frac{\partial^2 E_2}{\partial \tau^2} &= -\sigma E_1^* E_0 \exp(i\Delta k z), \\ \frac{\partial E_0}{\partial z} - \frac{i}{2} d_0 \frac{\partial^2 E_0}{\partial \tau^2} &= -\sigma E_1 E_2 \exp(i\Delta k z).\end{aligned}$$

Система координат связана с импульсом накачки и движется с его групповой скоростью. Коэффициенты  $\delta_{i0}$  представляют из себя разницу соответствующих обратных групповых скоростей,  $d_i$  отвечают за дисперсию второго порядка,  $\sigma$  пропорционален эффективной квадратичной восприимчивости кристалла. Все коэффициенты рассчитаны для периодически поляризованного ниобата лития. Длина кристалла, используемая в вычислении, равна 4 см. Коэффициент  $\Delta k$  взят равным нулю, так как считается, что кристалл периодически поляризован и период поляризации соответствует когерентной длине для центральных частот взаимодействующих волн. Тем не менее в данной модели учитываются также и несинхронные

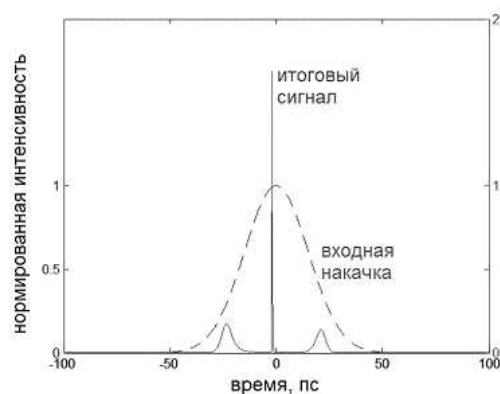


Рис. 1. Зависимость нормированной на интенсивность входной накачки интенсивности итогового сигнала (сплошная линия) в сравнении с нормированной интенсивностью входной накачки (пунктирная линия) от времени, отложенного относительно пика накачки для случая равенства периода бигармонического сигнала длине импульса накачки

взаимодействия волн, вызванные изначально широким спектром сигнала. Для расчета использовался метод Рунге–Кутты 4-го порядка точности. Использование 2048 шагов по пространственной и временной осям дает результаты, практически не отличимые от результатов схемы с 1024 шагами.

## 2. Результаты

В результате численного моделирования в случае равенства периода бигармонического сигнала длине импульса накачки на выходе из кристалла получен сигнальный импульс, представленный на рис. 1. Наблюдается сокращение длительности сигнального импульса по сравнению с накачкой более чем в 50 раз при пиковой мощности сигнала на выходе кристалла, превышающей изначальную мощность накачки. Установлено, что эффект сжатия импульса во временном представлении обусловлен в первую очередь сдвигом минимума бигармонической волны относительно импульса накачки за счет разности групповых скоростей при каскадном нелинейном процессе. В данной модели минимум сигнала принят синхронизированным с максимумом накачки, и установлено, что подобная синхронизация необходима для сжатия импульса. В действительности, энергия из импульса накачки конвертируется в энергию сигнального импульса вдоль всего импульса, за исключением области перекрытия импульса накачки с минимумом сигнальной бигармонической волны. В этой области сохраняется энергия в импульсе накачки. Вдоль всего остального импульса накачки энергия истощается, обеспечивая интенсивный рост сигнального импульса. В дальнейшем начинается обратный процесс перераспределения энергии из сигнального импульса в импульс накачки. На этом этапе за счет разности групповых скоростей накачки и сигнала происходит заметное смещение области перекрытия сигнального минимума с областью импульса накачки. Для запасенной в узком временном интервале импульса накачки энергии образуются энергетически выгодные условия для конверсии в сигнальную частотную область. Таким образом, на данном этапе на сигнальной частоте формируется узкий пик фемтосекундного импульса. Дальнейшая эволюция системы приводит к перекачке энергии узкого сигнального пика обратно в накачку. Таким образом, для получения фемтосекундного импульса необходимо соответствующим образом подобрать дли-

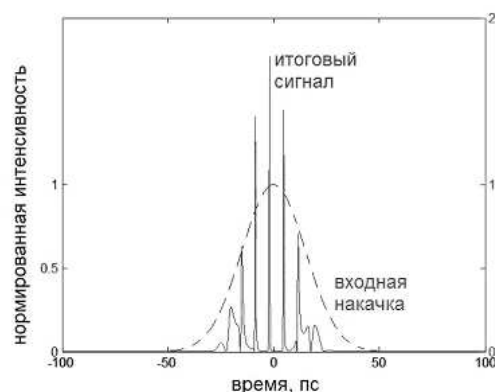


Рис. 2. Зависимость нормированной на интенсивность входной накачки интенсивности итогового сигнала (сплошная линия) в сравнении с нормированной интенсивностью входной накачки (пунктирная линия) от времени, отложенного относительно пика накачки для случая величины периода бигармонического сигнала, в несколько раз меньшей длины импульса накачки

ну нелинейной среды и пиковую интенсивность накачки. Важно отметить, что начальное перекрытие максимума импульса накачки с минимумом бигармонической волны сигнала имеет принципиальное значение. Предоставляется возможной реализация схемы электронной синхронизации. Имеется также иной метод решения данной проблемы. При установке периода бигармонического сигнала, в несколько раз меньшем длительности накачки, всегда найдутся минимумы бигармонической волны, перекрывающиеся с интенсивной накачкой. При этом также станет возможна параметрическая генерация последовательности фемтосекундных импульсов с частотой повторения в сотни гигагерц.

На рис. 2 предоставлены результаты численного моделирования параметрического усиления бигармонической волны с частотой, обеспечивающей многократное перекрытие минимумов бигармонической волны с импульсом накачки. При этом образуется гребенка фемтосекундных импульсов, эволюционирующих так же, как в случае однократного перекрытия.

Объяснение природы возникновения фемтосекундных импульсов можно дать и в спектральном представлении. Как показывает рис. 3, сжатие сигнального импульса может быть обусловлено синхронизованной по фазе генерацией новых спектральных максимумов. Уширение спектра возникает в ходе каскадного процесса перераспределения энергии из накачки в сигнал и обратно. При этом разные гармоники сигнала распространяются с разными групповыми скоростями, однако небольшое, но достаточное для генерации высокоинтенсивных импульсов, расстояние они проходят синфазно.

Необходимо также упомянуть, что, по результатам моделирования длительность итоговых коротких сигнальных импульсов определяется только параметрами кристалла и не зависит от частоты бигармонического сигнала.

### Заключение

Исследована генерация ультракоротких импульсов при параметрическом усилении бигармонического сигнала. Спрогнозированы эффекты 50-кратного уменьшения длительности импульса сигнала по сравнению с накачкой, а также генерации

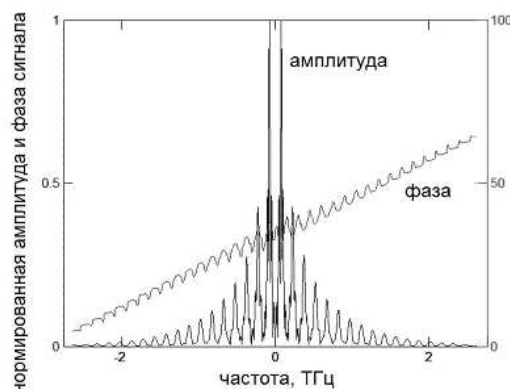


Рис. 3. Зависимость амплитуды и фазы итогового сигнала от частоты для случая величины периода бигармонического сигнала, в несколько раз меньшей длины импульса накачки. Два центральных максимума соответствуют входному бигармоническому сигналу

последовательностей импульсов со сверхвысокой частотой повторения при параметрическом усилении бигармонического сигнала.

Выявлены основные механизмы сжатия импульса: сдвиг минимума бигармонической волны относительно импульса накачки за счет разности групповых скоростей и синхронизированная генерация новых максимумов в спектре сигнала. В дальнейшем планируется экспериментальная проверка сделанных выводов, а также поиск новых перспективных сред и областей спектра для генерации ультракоротких импульсов при параметрическом усилении бигармонического сигнала.

А.С. Солнцев выражает благодарность Г.Х. Китаевой за помощь в подготовке работы.

### Summary

*A.S. Solntsev, W.W. Hsu, H.L. Chang, Y.C. Huang. Beat-Wave Signal at the Parametric Light Amplification.*

The paper views the impact of the signal beat-wave on the process of light parametric amplification. As a result of numerical investigation, the potential of high effective pulse compression simultaneously with frequency down conversion is found under certain system conditions. The dependence of the final impulse shape on the character of the initial beat-wave is analyzed.

**Key words:** parametric amplification, pulse shaping.

### Литература

1. Vasilyauskas V., Piskarskas A., Stabins A. Self-compression light pulses in media with quadratic nonlinearity under conditions of group velocity mismatch // Sov. J. Quant. Electron. – 1988. – V. 18, No 4. – P. 518–521.
2. Vasilyauskas V., Stabins A. Parametric amplification of spreading optical pulses in media with quadratic nonlinearity // Sov. J. Quant. Electron. – 1985. – V. 15, No 9. – P. 1243–1248.
3. Morozov S.F., Piskunova L.V., Sushchik M.M., Freidman G.I. Some characteristics of wave packets in media with quadratic nonlinearity // Sov. J. Quant. Electron. – 1976. – V. 6, No 3. – P. 293–298.

4. *Khaydarov J.D.V., Andrews J.H., Singer K.D.* Pulse-compression mechanism in a synchronously pumped optical parametric oscillator // Opt. Soc. Am. B. – 1995. – V. 12, No 11. – P. 831–840.
5. *Kurti R.St., Singer K.D.* Pulse compression in a silver gallium sulfide, midinfrared, synchronously pumped optical parametric oscillator // J. Opt. Soc. Am. B. – 2005. – V. 22, No 10. – P. 2157–2163.
6. *Huang Y.-Ch.* Laser beat-wave bunched beam for compact superradiant sources // Internat. J. Modern Phys. B. – 2007. – V. 21, No 3–4. – P. 287–299.
7. *Kalmykov S., Shvets G.* Nonlinear evolution of the plasma beat-wave: Compressing the laser beat notes via electromagnetic cascading // Phys. Rev. E. – 2006. – V. 73. – P. 400–403.

Поступила в редакцию  
29.02.08

---

**Солнцев Александр Сергеевич** – студент, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *a.s.solntsev@gmail.com*

**Хсу Вей Вен** – аспирант, Национальный Тсинг-Хуа университет, г. Синьчжу, Тайвань.

E-mail: *g944105@oz.nthu.edu.tw*

**Чанг Хан Лунг** – аспирант, Национальный Тсинг-Хуа университет, г. Синьчжу, Тайвань.

E-mail: *d938108@oz.nthu.edu.tw*

**Хуанг Йен Чьех** – профессор, Национальный Тсинг-Хуа университет, г. Синьчжу, Тайвань.

E-mail: *ychuang@ee.nthu.edu.tw*